УДК 539.125.5

КРИТИЧЕСКИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ УРАН-ТОРИЕВЫХ И ПЛУТОНИЙ-ТОРИЕВЫХ СПЛАВОВ

В.И. Бойко, П.М. Гаврилов*, И.В. Шаманин, М.Г. Герасим*, В.Н. Нестеров

Томский политехнический университет, г. Томск
**ФГУП Сибирский химический комбинат, г. Северск
E-mail: shamanin@k21.phtd.tpu.ru

Анализируется возможность безопасного хранения сплавов сырьевого нуклида Th^{232} с основными нечетно-четными нуклидами U^{235} и Pu^{239}. Получены соотношения для определения предельно допустимых значений концентрации ядер урана и плутония в сплавах, приведены результаты нейтронно-физических расчетов.

Введение

В результате реализации уран-ториевого топливного цикла существенно улучшаются технико-экономические показатели, повышается безопасность АЭС с реакторами на тепловых и быстрых нейтронах, закладываются основы ядерной энергетики будущего. Уран-ториевый цикл позволяет снизить накопление плутония, трансурановых элементов и актиноидов, играющих негативную роль при решении вопросов захоронения радиоактивных отходов [1].

Концепция открытого уран-торий-плутониевого топливного цикла и реакторных установок на его основе не противоречит имеющимся достижениям и опыту развития ядерной энергетики. Напротив, предлагаемая концепция расширяет перспективы развития уже освоенных отечественной промышленностью традиционных типов реакторов (прежде всего легководных реакторов и реакторов на быстрых нейтронах) [2–4].

В связи с перспективой использования оружейных урана и плутония в ядерно-энергетических установках актуальным является вопрос о ядерной безопасности хранения и изготовления биметаллических соединений: ($nU^{235}mTh^{232}$) и ($nPu^{239}mTh^{232}$). Возникает вопрос – какова доля урана или плутония в смеси с торием, которая допустима правилами ядерной безопасности? Будет ли данная доля приемлема с точки зрения технического обоснования эффективности технологии изготовления бинарных сплавов? Поиск ответов на данные вопросы является задачей данной работы.

Необходимое условие самопроизвольного деления смеси основных делящихся нечетно-четных нуклидов с сырьевым четно-четным нуклидом Th^{232}

Под основными нечетно-четными нуклидами в работе подразумеваются U^{235} и Pu^{239}, являющиеся базовыми компонентами ядерного топлива. Существо вопроса составляют рассмотрение замедления нейтронов, образующихся при делении ядер урана и плутония, и определение условий, необходимых для возникновения цепной реакции деления урана и плутония, смешанного с торием.

Для возможности развития цепной реакции деления основных нуклидов необходимо, чтобы образующиеся при делении ядер урана и плутония быстрые нейтроны успевали с достаточной вероятностью вызвать следующий акт деления до того, как они покинут объем биметаллической смеси. Если же образующиеся при делении нейтроны за “время жизни” успевают замедлиться до энергии, для которой сечение деления максимально (тепловые нейтроны), то возможность возникновения неуправляемой цепной реакции существенно возрастет. Ситуация упрощается тем, что нейтроны замедляются в среде с большой атомной массой ядер, но осложняется тем, что “сырьевой” нуклид Th^{232} эффективно делится нейтронами высоких энергий.

Ответ на вопрос о “цепном распаде основного изотопа урана” найден и представлен в классической работе [5]. Методология данной работы использована при получении результатов, о которых ниже пойдет речь. Отличия состоят в том, что в настоящей работе рассматриваются смеси основных нуклидов с нуклидом, делящимся быстрыми нейтронами. Деление быстрыми нейтронами учитывается для всех ядер, присутствующих в биметаллической смеси.

Итак, необходимо найти вероятность ω того, что образующиеся с начальной энергией E_0 нейтроны без поглощения, в результате которого произойдет деление, будут замедлены до энергии E_k, меньше которой нейтроны не могут иметь энергию, так как вызовут деление либо будут поглощены без деления. В "тяжелой" среде значение E_k несоизмеримо выше привычной тепловой энергии. Это связано с тем, что, хотя микроскопическое сечение деления быстрыми нейтронами основных нуклидов очень мало по сравнению с таковыми для тепловых нейтронов, из-за высокой (по сравнению с реакторным топливом) концентрации делящихся ядер макроскопическое сечение оказывается значительным. В результате, быстрый нейтрон “не успевает” замедлится до тепловой энергии, но в процессе многократных взаимодействий с малыми передачами энергии все же вызывает деление. В условиях предельно большой массы смеси основных нечетно-четных нуклидов с сырьевым четно-четным нуклидом Th^{232} необходимое условие инициации цепной реакции определяется неравенством:

$$\nu(1-\omega) > 1, \qquad (1)$$

где v – число нейтронов, образующихся на один акт захвата "первичного" нейтрона с энергией в области $E_0...E_k$.

Будем "отслеживать" историю нейтрона с учетом упругого и неупругого рассеяния на ядрах до того момента, пока он не вызовет деление или не будет поглощен без деления. Выполнение таких условий, как и в работе [5], является необходимым, но может быть недостаточным для возбуждения цепной самоподдерживающейся реакции деления.

Для определения значения ω необходимо совместно решить уравнение, описывающее диссипацию энергии нейтронов при рассеянии, и уравнение, описывающее скорость уменьшения количества нейтронов из-за поглощения, в том числе с делением:

$$\frac{dE}{dt} = -E\upsilon\sum_i(\Sigma_{el_i}\delta_{el_i} + \Sigma_{in_i}\delta_{in_i}),$$
$$\frac{dN}{dt} = -N\upsilon\sum_i \Sigma_{a_i}, \quad (2)$$

где υ – скорость нейтронов; E – их энергия; N – плотность; Σ_{el_i} – макроскопическое сечение упругого рассеяния на ядре сорта i; δ_{el_i} – доля энергии, теряемой при этом; Σ_{in_i}, δ_{in_i} – то же для неупругого рассеяния; Σ_{a_i} – макроскопическое сечение поглощения i-ого сорта ядра (суммирование проводится по всем видам присутствующих в смеси ядер). Допуская, что σ_{el}, σ_{in}, σ_a, δ_{el}, δ_{in} не зависят от энергии нейтронов в рассматриваемом энергетическом интервале, систему ур. (2) можно преобразовать к виду:

$$\frac{dE}{dt} = E^{3/2}C_1,$$
$$\frac{dN}{dt} = NE^{1/2}C_2, \quad (3)$$

где функции C_1 и C_2 определяются только составом смеси нуклидов и могут корректироваться при изменении значений E_0 и E_k в соответствии с изменением значений сечения взаимодействия. C_1 и C_2 определяются соотношениями:

$$C_1 = -\sqrt{2/m}\sum_i(\Sigma_{el_i}\delta_{el_i} + \Sigma_{in_i}\delta_{in_i}),$$
$$C_2 = -\sqrt{2/m}\sum_i \Sigma_{a_i}, \quad (4)$$

где m – масса нейтрона.

Решение системы (3) имеет вид:

$$\frac{N_k}{N_0} = \left(\frac{E_k}{E_0}\right)^{C_2/C_1}, \quad (5)$$

где $N_k/N_0 = \omega$.

Величина v в условии (1) определяется соотношением:

$$v = \frac{\sum_i v_{f_i}\sigma_{f_i}\rho_i}{\sum_i \sigma_{a_i}\rho_i}, \quad (6)$$

где ρ_i – концентрация i-го сорта ядра; σ_f и σ_a – микроскопические сечения деления и поглощения, соответственно; v_f – число нейтронов на один акт деления. Ядерно-физические характеристики необходимо задавать в энергетическом интервале $E_0...E_k$.

Если допустить, что упругое рассеяние изотропно, а средний косинус угла рассеяния нейтрона в системе центра инерции равен 0, то в соответствии с [6]:

$$\delta_{el} = \frac{2A}{(A+1)^2},$$
$$\delta_{in} = \frac{2A}{(A+1)^2}\left(1 - \frac{(A+1)}{A}\frac{Q}{E} + \left(1 - \frac{(A+1)}{A}\frac{Q}{E}\right)^{1/2}\right), \quad (7)$$

где A – атомная масса ядра мишени; Q – энергия возбуждения составного ядра при неупругом рассеянии. Вычисления по соотношениям (1, 4–7) позволяют определить способность той или иной мультиплицирующей системы (среды) к возбуждению в ней цепной реакции деления.

Определение "времени жизни" и конечной энергии нейтрона в тяжелой размножающей среде

Для того, чтобы определить способность той или иной мультиплицирующей системы (среды) к возбуждению в ней цепной реакции деления, необходимо найти вероятность ω, которая определяется соотношением:

$$\omega = \left(\frac{E_k}{E_0}\right)^{C_2/C_1}. \quad (8)$$

Итак, необходимо определить энергию E_k, до которой успевает замедлиться нейтрон от некоторой начальной энергии E_0 в результате упругих и неупругих столкновений с ядрами среды, состоящей из смеси изотопов $Th^{232} - U^{235} - Pu^{239}$, а также "время жизни" τ нейтрона в этой среде. Значение E_k определим используя численный эксперимент (метод Монте-Карло).

Связь между энергией нейтрона до рассеяния E' и после рассеяния E имеет вид:

$$E = E'\left[1 - \frac{2A}{(A+1)^2}\left(1 - \frac{A+1}{2}\frac{Q}{E'} + \mu_c\sqrt{1 - \frac{A+1}{A}\frac{Q}{E'}}\right)\right],$$

где μ_c – косинус угла рассеяния в системе центра инерции.

Возбуждение составного ядра в результате неупругого столкновения с нейтроном возможно лишь при

$$E' > Q\frac{(A+1)}{A}$$

с вероятностью Σ_{in}/Σ_s.

Рассеяние нейтрона на тяжелых ядрах изотропно при энергии нейтрона меньше 100 кэВ. При больших энергиях угловая диаграмма направленности рассеяния нейтронов вытягивается вперед, что означает, что доля энергии, передаваемая ядру нейтроном при упругом рассеянии, уменьшается. Увеличение значения доли энергии нейтрона, передаваемой ядру отдачи при рассеянии, эквивалентно уменьшению его "времени жизни" в тяже-

лой среде, то есть ужесточению требования к мультиплицирующей системе в части возможности возбуждения цепной реакции деления. Воспользовавшись этим можно допустить, что упругое рассеяние изотропно.

Алгоритм метода статистических испытаний для определения "времени жизни" нейтрона в тяжелой среде отличается от стандартного [7] и имеет следующую структуру:

1) определение длины свободного пробега нейтрона;
2) определение времени пролета нейтрона до столкновения с каким-либо ядром;
3) выбор случайного числа и определение типа ядра, с которым взаимодействует нейтрон;
4) выбор случайного числа и проверка условия поглощения. Если оно выполняется, то расчет траектории заканчивается. Энергия, которой обладал нейтрон после последнего рассеяния, считается конечной, а сумма времен между всеми взаимодействиями до момента поглощения считается "временем жизни" нейтрона в данной среде;
5) если условие пп. 4 не выполнено, считается, что нейтрон испытал рассеяние; определяется вид рассеяния (упругое или неупругое), а также косинус угла рассеяния;
6) определение энергии нейтрона после рассеяния;
7) повторение процедуры расчета, начиная с пп. 1.

Проследив таким образом достаточное количество историй нейтронов, можно вычислить среднее значение конечной энергии и "времени жизни" нейтронов для конкретной смеси изотопов.

В качестве начальной энергии нейтрона в расчетах была выбрана средняя энергия нейтронов спектра деления 2 МэВ, зависимость нейтронных сечений от энергии аппроксимирована 26-групповым приближением [8]. В качестве значений Q выбраны энергии возбуждения первого уровня. В частности, для U^{235} Q=14 кэВ, для Pu^{239} Q=7,85 кэВ, для Th^{232} Q=50 кэВ [9]. Рассмотрены случаи попадания или образования в бесконечной гомогенной среде нейтронов с энергией 10 МэВ, значительно превышающей среднюю энергию нейтронов спектра деления.

В теории расчета критических систем до сих пор существует ряд пробелов. Это, прежде всего, проблема оценки систематических и статистических погрешностей реакторных функционалов в размножающих средах без источников [10]. Метод Монте-Карло позволяет определить значение эффективного коэффициента размножения для фиксированных размеров, геометрии и материального состава, а не наоборот. Выбор оптимального сочетания последних без привлечения аналитических методов требует неоправданно большого количества численных экспериментов. В этой связи была решена следующая задача.

Критические размеры в средах: $mU^{235}(1-m)Th^{232}$ и $mPu^{239}(1-m)$ Th^{232}

При расчетной оценке возможности проведения работ с размножающими системами (РС) используют количественный критерий ядерной безопасности [11]:

$$k_1 < k_{эф} \le k_{эф}^{яб} = \\ = \{k_{эф}^{p} + \sum_i \Delta_i k_{эф} + \alpha[\sum_i \delta^2(\Delta_i k_{эф})]^{1/2}\} \le k_2, \qquad (9)$$

где k_1, k_2 – границы промежутка, внутри которого оценку условий по значению эффективного коэффициента размножения РС делают расчетным способом; $k_{эф}^{яб}$ – предписываемая правилами ядерной безопасности смещенная оценка $k_{эф}$ РС; $k_{эф}^{p}$ – рассчитанное по специализированной вычислительной программе (в нашем случае – MCNP, LA-12625-M, Version 4B) значение $k_{эф}$; $\sum_i \Delta_i k_{эф}$ – алгебраическая сумма поправок $\Delta_i k_{эф}$ к расчетному значению $k_{эф}^{p}$, компенсирующих систематические погрешности расчета; α – квантиль, который принимает по правилам ядерной безопасности значения около 3...4, характеризует надежность выполнения условия   и определяет ширину интервала, накрывающего с заданной вероятностью погрешность расчета; $[\sum_i \delta^2(\Delta_i k_{эф})]^{1/2}$ – оценка среднеквадратичного отклонения поправленного расчетного значения $k_{эф}=k_{эф}^{p}+\sum_i \Delta_i k_{эф}$, связанная со средними квадратическими отклонениями $\delta(\Delta_i k_{эф})$ каждой поправки $\Delta_i k_{эф}$. Сходные с приведенными в выражении (9) критерии ядерной безопасности сформулированы для коэффициентов по критической массе и критическим размерам.

Случаю однородной среды с изотропным рассеянием отвечает уравнение:

$$\vec{\Omega}\nabla\varphi(\vec{r},\vec{\Omega}) + \Sigma_t\varphi(\vec{r},\vec{\Omega}) = \\ = (\nu_f\Sigma_f + \Sigma_s)\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}\varphi(\vec{r},\vec{\Omega})d\vec{\Omega}, \qquad (10)$$

которое имеет решение на множестве R_D^p, $D=V\times V_\Omega$. Принадлежность функции $\varphi(\vec{r},\vec{\Omega})$ к R_D^p означает, что она удовлетворяет граничному условию:

$$\varphi(\vec{r}_s,\vec{\Omega}) = 0, \quad \vec{r}_s \in \Gamma, \quad \vec{\Omega} \in M_-(\vec{r}_s).$$

Задача об определении критических размеров состоит в том, что из множества сочетаний характерных размеров (ширина×длина×высота) выбираются элементы с заданными значениями материальных параметров [12]. При этом в большинстве интересных случаев получается либо пустое, либо одноэлементное множество.

Пусть геометрия объема V фиксирована. Рассмотрим вспомогательную задачу:

$$\vec{\Omega}\nabla\psi(\vec{r},\vec{\Omega}) + \psi(\vec{r},\vec{\Omega}) = \frac{\text{const}}{4\pi k_{эф}}\int_{4\pi}\psi(\vec{r},\vec{\Omega})d\vec{\Omega}, \\ \vec{r} \in V, \qquad (11)$$

которая относится к разряду условно-критических. Эта задача всегда имеет положительное решение ($k_{эф}$>0, ψ), которое может меняться лишь при изме-

нении геометрических характеристик V. Поэтому величину $B_l=1/k_{эф}$ в (11) можно называть геометрическим параметром среды.

Введем еще одну вспомогательную задачу:

$$\vec{\Omega}\nabla\varphi(\vec{r},\vec{\Omega})+\varphi(\vec{r},\vec{\Omega})=\frac{B_M}{4\pi}\int_{4\pi}\varphi(\vec{r},\vec{\Omega})d\vec{\Omega},$$

$$\vec{r}\in V,\quad B_M=\frac{\nu_f\Sigma_f+\Sigma_s}{\Sigma_t},\qquad (12)$$

где величину B_M естественно интерпретировать как материальный параметр, так как она полностью определяется материальным составом среды и не зависит от ее геометрических характеристик. Уравнение (12) получается из (10) путем введения новой переменной: $\vec{r}\to\Sigma_t\vec{r}$. При этом новая пространственная переменная измеряется в единицах длины полного свободного пробега нейтронов.

При произвольном значении B_M уравнение (12) не обладает положительным решением, но если

$$B_M=1/k_{эф},\qquad (13)$$

где $k_{эф}$ – собственное число задачи (11), соответствующее положительному решению, то (12) также имеет положительное решение $[B_M,\varphi(\vec{r},\vec{\Omega})]$.

Критические размеры объема V при заданном значении с можно искать, решая задачу (11) для различных значений линейных размеров и выделяя затем среди них те, которые обеспечивают выполнение критического условия (13).

Статистические испытания показывают, что энергия нейтронов лежит в одном энергетическом интервале 26-группового приближения. Это значит, что, используя данное приближение можно считать сечения нейтронных реакций не зависящими от энергии и постоянными в рассматриваемом интервале энергии.

Благодаря тому, что нейтронные сечения удовлетворяют условиям приближения постоянных сечений, спектральная задача сводится интегрированием по энергии к односкоростной задаче. Так как конечная энергия нейтрона лежит выше пороговой энергии деления тория, то

$$B_M=\frac{n(\nu\sigma_f+\sigma_s)+n_{\text{Th}}(\nu_{\text{Th}}\sigma_f^{\text{Th}}+\sigma_s^{\text{Th}})}{n(\sigma_f+\sigma_s+\sigma_c)+n_{\text{Th}}(\sigma_f^{\text{Th}}+\sigma_s^{\text{Th}}+\sigma_c^{\text{Th}})};$$

$$\Sigma_{tr}=n(\sigma_f+\sigma_s+\sigma_c)+n_{\text{Th}}\sigma_f^{\text{Th}}+\sigma_s^{\text{Th}}+\sigma_c^{\text{Th}}),$$

где n, σ_f, σ_s, σ_c, ν – концентрация, микроскопические сечения деления, рассеяния (упругое + неупругое), радиационного захвата, число вторичных нейтронов на один акт деления основного делящегося изотопа (U^{235} либо Pu^{239}), соответственно; n_{Th}, σ_f^{Th}, σ_s^{Th}, σ_c^{Th}, ν_{Th} – аналогично для Th^{232}.

Результаты расчетов

На рис. 1–2 приведены расчетные зависимости “времени жизни” нейтронов и их конечной энергии в уран-ториевых и плутоний-ториевых сплавах от начальной энергии нейтронов и от содержания нечетно-четного нуклида.

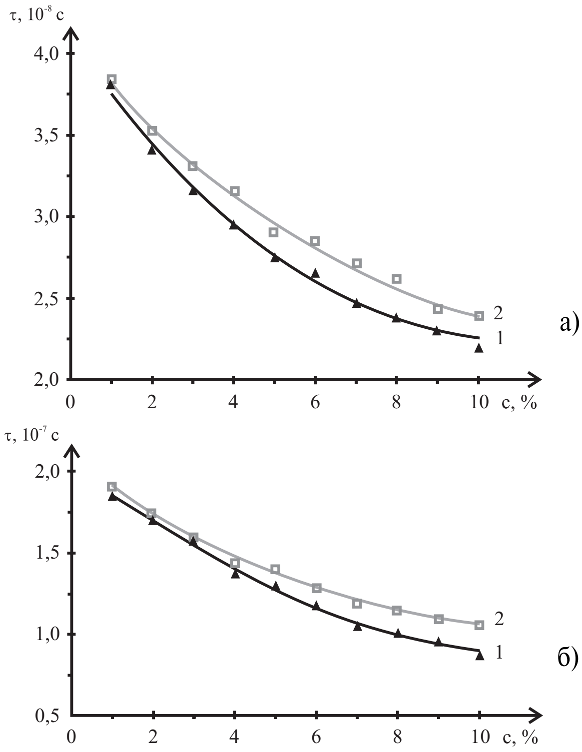


Рис. 1. *Зависимости “времени жизни” нейтрона в средах вида: 1) $mPu^{239}nTh^{232}$ и 2) $mU^{235}nTh^{232}$ от концентрации плутония и урана при начальной энергии нейтрона: а) 10 МэВ; б) 2 МэВ (точками обозначены результаты, полученные в численном эксперименте)*

“Время жизни” нейтронов с начальной энергией 10 МэВ практически в 5 раз меньше, чем при начальной энергии 2 МэВ. Это обусловлено:

- большей скоростью нейтронов в интервалах между актами рассеяния и, следовательно, большей частотой столкновений;
- более высокими значениями микроскопических сечений в области высоких энергий.

Зависимости, полученные в статистических экспериментах, аппроксимированы полиномами второго порядка.

Для уран-ториевого сплава:

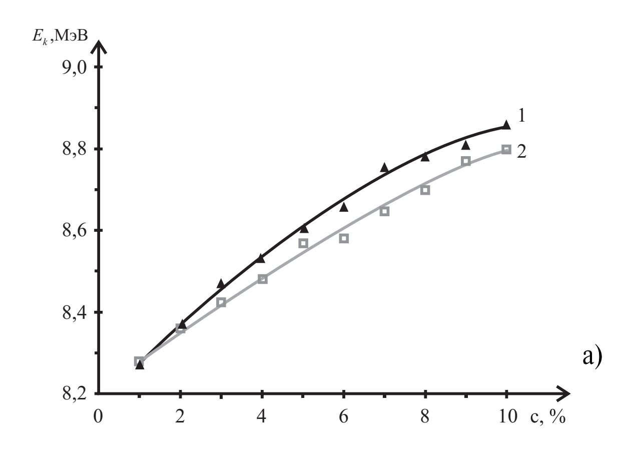
1. При E_0=10 МэВ:
   $\tau=4\cdot10^{-8}-2{,}5\cdot10^{-9}c+9\cdot10^{-11}c^2$; $E_k=8+0{,}08c-0{,}002c^2$.
2. При E_0=2 МэВ:
   $\tau=2\cdot10^{-7}-1{,}7\cdot10^{-8}c+6{,}5\cdot10^{-10}c^2$; $E_k=1+0{,}04c-0{,}001c^2$.

Для плутоний-ториевого сплава:

1. При E_0=10 МэВ:
   $\tau=4\cdot10^{-8}-3\cdot10^{-9}c+1{,}5\cdot10^{-11}c^2$; $E_k=8+0{,}1c-0{,}004c^2$.
2. При E_0=2 МэВ:
   $\tau=2\cdot10^{-7}-2\cdot10^{-8}c+7\cdot10^{-10}c^2$; $E_k=1+0{,}05c-0{,}001c^2$.

Здесь c – концентрация нечетно-четного нуклида в десятичных долях, τ – в секундах, E_k – в МэВ.

При подстановке полученных выражений для E_k в соотношение (8) определяется значение параметра (критерия), определяющего возможность инициации цепной реакции деления (1): $P=\nu(1-\omega)$.



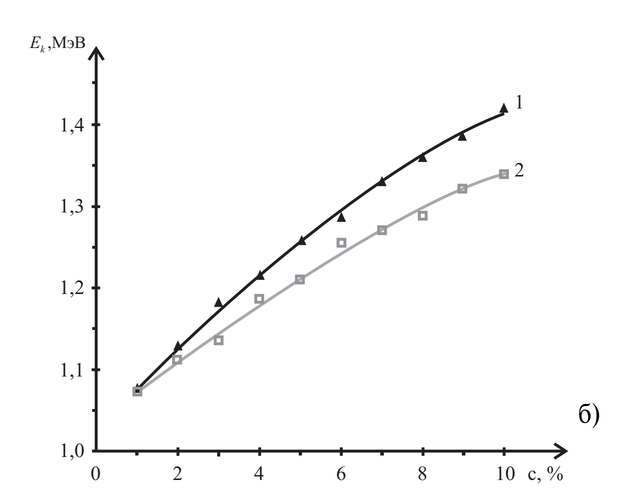


Рис. 2. *Зависимости конечной энергии нейтрона в средах вида: 1)* $mPu^{239}nTh^{232}$ *и 2)* $mU^{235}nTh^{232}$ *от концентрации плутония и урана при начальной энергии нейтрона: а) 10 МэВ; б) 2 МэВ*

На рис. 3 приведена зависимость P от концентрации ядер U^{235} в уран-ториевом сплаве для различных значений начальной энергии нейтронов.

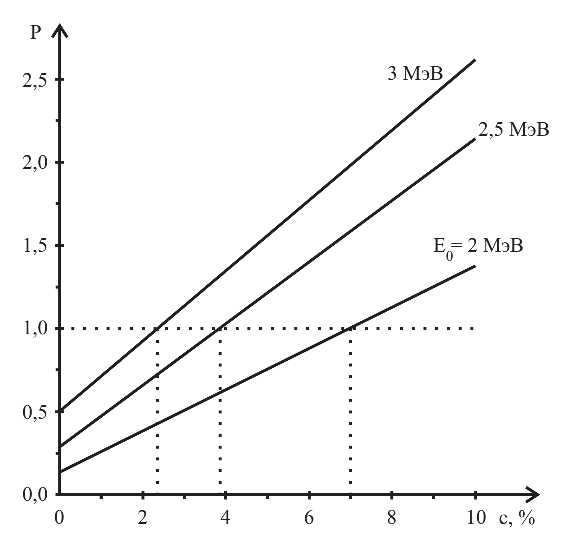


Рис. 3. *Критерий возникновения неуправляемой цепной реакции в среде* $mU^{235}nTh^{232}$ *в зависимости от ядерной концентрации урана, %:* $P\geq1$ *– необходимое условие инициации; вероятность* ω *рассчитана по формуле (8)*

Заключение

Расчеты показывают, что во всех случаях в ториевых сплавах допустимо присутствие ядер U^{235} и Pu^{239} в технологически значимых количествах. Даже в пренебрежении утечкой нейтронов (бесконечная среда) массовая концентрация ядер в сплаве может составлять 7 %, не создавая проблем ядерной безопасности.

В компактных одиночных слитках в форме параллелепипеда с размерами 80×140×35 мм концентрация делящихся ядер может быть увеличена до 18 %, что делает их высококачественным полуфабрикатом для изготовления ядерного топлива.

Полученные значения "времен жизни" нейтронов для различных видов размножающих сред играют важную роль в физике бустеров (подкритических сборок) и могут использоваться в процессе расчета а также эксплуатации указанных систем, в которых в качестве топлива применяются уран-ториевые и плутоний-ториевые композиции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мурогов В.М., Троянов М.Ф., Шмелев А.М. Использование тория в ядерных реакторах. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 96 с.
2. Шаманин И.В., Ухов А.А., Рюттен Г.-Й., Хаас К., Шерер В. Результаты моделирования параметров топливного цикла для водо-водяного энергетического реактора // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. – № 4. – С. 53–64.
3. Шаманин И.В., Сафарян Т.Л., Ухов А.А., Рюттен Г.-Й., Кугелер К. Параметры плутоний-ториевого ядерного топливного цикла на базе серийного ВВЭР-1000 // Ядерный топливный цикл. Энергетика, технология, экология, безопасность. – 2004. – № 1. – С. 18–23.
4. Бойко В.И., Шаманин И.В., Сафарян Т.Л. Смешанная загрузка легководного реактора под давлением торий-плутониевым и торий-урановым оксидным топливом // Известия Томского политехнического университета. – 2004. – Т. 307. – № 7. – С. 49–53.
5. Зельдович Я.Б. Избранные труды. Частицы, ядра, Вселенная. – М.: Наука, 1985. – 464 с.
6. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе / Под ред. Н.Н. Пономарева-Степного. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 160 с.
7. Spanier J., Gelbard E.M. Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems. – Addison – Wesley Publishing Company, 1972. – 272 p.
8. Абагян Л.П., Базазянц Л.О., Бондаренко И.И. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964. – 120 с.
9. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов – М.: Иностр. лит-ра, 1954. – 458 с.
10. Золотухин В.Г., Майоров Л.В. Оценка параметров критичности реакторов методом Монте-Карло. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 120 с.
11. Кларк Х.К. В кн.: Вопросы ядерной безопасности, связанные с достижением критичности. Вып. 2. – М.: Атомиздат, 1976. – С. 39–50.
12. Ершов Ю.И., Шихов С.Б. Математические основы теории переноса: В 2 т. Т. 2. Приложения к физике реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 256 с.